Eine Untersuchung der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$ und $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch – Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

Hanspeter Nägele
aus Wehr (Deutschland)

1970

Basel
1973

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546026_0012

Eine Untersuchung der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$ und $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch – Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

Hanspeter Nägele
aus Wehr (Deutschland)

Druck: Sozialwissenschaftliches Institut
der Universität Basel

Basel
1973

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag von Herrn Prof.Dr.P.Huber und Herrn PD Dr. H.Rudin.

Basel,den 15 Dezember 1970

Prof.Dr.S.Fallab

Dekan

UNIV. LEIDEN BIBL.

Abstract.The analysing power for deuteronpolarisation of the $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$ and $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$(476 keV) reactions has been measured for 8 angles at 600 and 960 keV.The four independent components of the analysing power for vector- and tensorpolarisation of the incident deuterons were expanded in terms of appropriate Legendre Polynomials and analysis based on these coefficients has been carried out.In addition to the well known 2^{+}-resonance further compound- and stripping - channels were needed to fit the data.

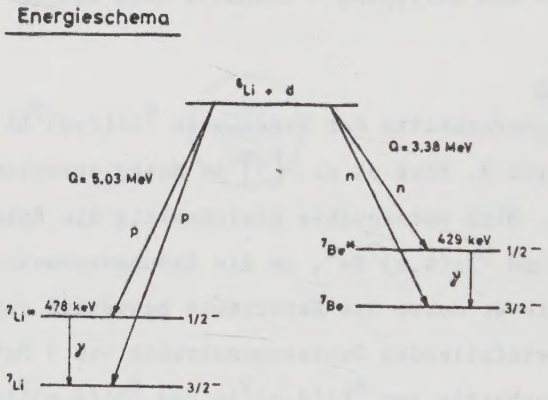
1. Einleitung

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{6}Li(d,p)^{7}Li$ und $^{6}Li(d,p)^{7}Li^{x}$ wurden von M. Birk et al. [1] im Energiebereich o,6 bis 3,2 MeV gemessen. Birk untersuchte gleichzeitig die Spiegelreaktionen $^{6}Li(d,n)^{7}Be$ und $^{6}Li(d,n)^{7}Be^{x}$, um die Ladungssymmetrie der Reaktionen zu prüfen, die er durch das Experiment bestätigt fand. Bei einer Energie des einfallenden Deuteronenstrahls von 1 MeV zeigen die Wirkungsquerschnitte von $^{6}Li(d,p)^{7}Li$ und $^{6}Li(d,p)^{7}Li^{x}$ ein Maximum in Vorwärtsrichtung, das bei höheren Energien immer deutlicher in Erscheinung tritt. Dies weist darauf hin, daß der Anteil der direkten Wechselwirkung zunimmt. Diese Annahme wird bestätigt durch die Messungen von V.Meyer et al. [2], die bei 3,8 MeV und 5,2 MeV die differentiellen Wirkungsquerschnitte in Vorwärtsrichtung mit der Bornschen Näherung für Strippingreaktionen [3] berechnen konnten. Bei tieferen Energien geben die Messungen von N.Longequeue et al. [4] zwischen o,2 MeV und o,6 MeV und von G.Bruno et al. [5] zwischen 1 MeV und 2 MeV über den differentiellen Wirkungsquerschnitt Auskunft. Auch diese Messungen ergaben für Vorwärtswinkel etwas größere Werte als für Rückwärtswinkel.

Bertrand et al. [6] bestimmten den differentiellen Wirkungsquerschnitt von o,3 bis 1,o MeV.

Für die Auswertung unserer Messungen benutzten wir die Resultate von Birk und diejenigen von Longequeue und Bruno.

Figur 1 zeigt das Energieschema der $^{6}Li(d,p)^{7}Li$ und der $^{6}Li(d,p)^{7}Li^{x}$ Reaktion sowie der Spiegelreaktionen $^{6}Li(d,n)^{7}Be$ und $^{6}Li(d,n)^{7}Be^{x}$.



Figur 1 : Energieschema der Reaktionen.

Liegt die Deuteronenenergie zwischen o,6 und 1 MeV, so führt die $^{6}Li(d,p)$ Reaktion zu etwa 2/3 zum Grundzustand und zu rund 1/3 zum ersten angeregten Zustand des ^{7}Li-Kernes.

2. Zusammenhang zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt und den Reaktions-Matrixelementen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt einer Reaktion mit polarisierten Deuteronen läßt sich nach Goldfarb et al. [7] durch den

Querschnitt für unpolarisierte Deuteronen $\sigma_0(\vartheta)$, die Vektor- und Tensorpolarisations-Komponenten P_i bzw. P_{ij} und die entsprechenden Analysatorstärken $A_i(\vartheta)$ bzw. $A_{ij}(\vartheta)$ nach der Madison Convention folgendermaßen darstellen:

$$\sigma(\vartheta,\varphi) = \sigma_0(\vartheta)\left[1 + 3/2\, P_y A_y(\vartheta)\, \sin\varphi + 1/2\, P_{zz}A_{zz}(\vartheta) + 1/6\, (P_{xx}-P_{yy})(A_{xx}-A_{yy})(\vartheta)\cos 2\varphi + 2/3\, P_{xz}A_{xz}(\vartheta)\cos\varphi\right] \qquad (1)$$

Wir entwickeln den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(\vartheta)$ für unpolarisierte Deuteronen nach Legendre-Polynomeh [x], d.h.

$$\sigma_0(\vartheta) = \sum_{n=0} a_0^{(n)} \cdot L_{n,0}(\cos\vartheta), \qquad (2)$$

und führen den auf einen totalen Querschnitt $\sigma_{tot} = 4\pi$ normierten differentiellen Wirkungsquerschnitt $W_0(\vartheta) = \sigma_0(\vartheta) / a_0^{(0)}$ ein.

Damit wird

$$W_0(\vartheta) = \sum_{n=0}^{n\ max} b_0^{(n)} \cdot L_{n,0}(\cos\vartheta), \qquad (3)$$

wobei $b_0^{(n)} = a_0^{(n)} / a_0^{(0)}$.

Die Produkte von $W_0(\vartheta)$ mit den Analysatorstärken $A_y(\vartheta)$ und $A_{ij}(\vartheta)$ werden ebenfalls entwickelt, d.h. wir setzen:

$$W_0(\vartheta) \cdot A_y(\vartheta) = \sum_{n=1}^{n\ max} a_1^{(n)} \cdot L_{n,1}(\cos\vartheta),$$

x) $L_{n,k}(\cos\vartheta) = P_n^{(k)}(\cos\vartheta)$ nach Jahnke Emde [9]

$$W_o(\vartheta) \cdot A_{zz}(\vartheta) = \sum_{n=o}^{n\ max} a_{zz}^{(n)} \cdot L_{n,o}(\cos\vartheta),$$

$$W_o(\vartheta) \cdot A_{xz}(\vartheta) = \sum_{n=1}^{n\ max} a_{xz}^{(n)} \cdot L_{n,1}(\cos\vartheta) \quad \text{und}$$

$$W_o(\vartheta) \cdot A_{xx}(\vartheta) - A_{yy}(\vartheta) = \sum_{n=2}^{n\ max} a_{xx-yy}^{(n)} \cdot L_{n,2}(\cos\vartheta). \quad (4)$$

Diese Entwicklungskoeffizienten $a_{ij}^{(k)}$ lassen sich als Linearkombination der Reaktionsmatrixelemente darstellen [8]:

$$b_o^{(k)} = \frac{\lambda^2}{a_o^{(0)}} \sum_{n,m} \alpha_o^{(k,n,m)} \cdot Re\,(R_n \cdot R_m^*) = \sum_{n,m} \alpha_o^{(k,n,m)} \cdot R_{n,m},$$

$$a_y^{(k)} = \frac{\lambda^2}{a_o^{(0)}} \sum_{n,m} \alpha_y^{(k,n,m)} \cdot Im\,(R_n \cdot R_m^*) = \sum_{n,m} \alpha_y^{(k,n,m)} \cdot I_{n,m},$$

$$a_{ij}^{(k)} = \frac{\lambda^2}{a_o^{(0)}} \sum_{n,m} \alpha_{ij}^{(k,n,m)} \cdot Re(R_n \cdot R_m^*) = \sum_{n,m} \alpha_{ij}^{(k,n,m)} \cdot R_{n,m}. \quad (5)$$

Dabei bedeutet λ die reduzierte Wellenlänge der Relativbewegung im Eingangskanal.

Die Koeffizienten $\alpha^{(k,n,m)}$ sind bestimmt durch die Drehimpulse, die in den Matrixelementen auftreten.

Die Reaktionsmatrixelemente $R_n = \left\langle l_n, s_n, J_n^\pi \middle| R \middle| l_n', s_n', J_n^\pi \right\rangle$

werden durch Bahndrehimpulse l_n und Kanalspin s_n im Eingangskanal bzw. l'_n und s'_n im Ausgangskanal, sowie den Gesamtdrehimpuls J und die Parität π charakterisiert.
Für $\frac{\lambda^2}{a_o^{(o)}} \cdot \mathrm{Re}\,(R_n \cdot R_m^*)$ und $\frac{\lambda^2}{a_o^{(o)}} \cdot \mathrm{Im}\,(R_n \cdot R_m^*)$ werden die Abkürzungen $R_{n,m}$ und $I_{n,m}$ verwendet.

Da die Penetrabilität mit wachsenden Werten des Bahndrehimpulses l im Eingangskanal stark abnimmt, ist l = 2 der größte Bahndrehimpuls der Deutronen, der bei einer Deuteronenenergie von 1 MeV zu berücksichtigen ist. Für l = 3 ist die Penetrabilität um den Faktor 1000 kleiner als für l = 0.
Mit dem maximalen Bahndrehimpuls der Deutronen l = 2 ergeben sich bei der Reaktion $^6\mathrm{Li}(\vec{d},p)^7\mathrm{Li}^x$ 26 Matrixelemente, bei der Reaktion $^6\mathrm{Li}(\vec{d},p)^7\mathrm{Li}$ sind es 58. Da eine derart große Zahl von Matrixelementen die Beschreibung einer Reaktion sehr unübersichtlich macht, werden Reaktionsmatrixelemente mit einem Gesamtdrehimpuls $J^\pi = 3^-$ nicht in die Rechnung einbezogen, da die Penetrabilität im Ausgangskanal mit l = 2 und l = 4 klein ist im Vergleich zu l = 0, die bei $J^\pi = 1^-$ auftritt.

Ist der Bahndrehimpuls im Eingangskanal l = 2, so treten Zustände positiver Parität mit einem Gesamtdrehimpuls J^π zwischen 0^+ und 4^+ auf. Untersuchungen verschiedener Autoren [10,11,12] weisen im Zwischenkern $^8\mathrm{Be}$ im interessierenden Energiegebiet auf Zustände mit $0^+,2^+,4^+$ hin. Matrixelemente mit einem Gesamtdrehimpuls $J^\pi = 1^+$ oder $J^\pi = 3^+$ wurden bei der Rechnung nicht berücksichtigt, da wir annehmen, daß die Reaktion mit dem großen Bahndrehimpuls l = 2 nur dann einen merkbaren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert, wenn sie als Compoundreaktion über die entsprechenden Zwischenkernniveaus läuft.

Außerdem wird bei einem Gesamtdrehimpuls $J^\pi = 4^+$ aus Penetrabilitätsgründen der Fall ausgeschlossen, daß die Protonen im Ausgangskanal einen Bahndrehimpuls $l' = 5$ besitzen. Mit diesen Einschränkungen ergeben sich bei der Reaktion $^6Li(\vec{d},p)^7Li$ 30 Matrixelemente. Sie sind in Tabelle 1 angegeben, die Matrixelemente der Reaktion $^6Li(\vec{d},p)^7Li^x$ sind in Tabelle 2 aufgeführt.

$^6Li(d,p)^7Li$					
n	l	s	J	l'	s'
1	0	0	0^+	1	1
2	0	1	1^+	1	1
3	0	1	1^+	1	2
4	0	2	2^+	1	1
5	0	2	2^+	1	2
6	1	0	1^-	0	1
7	1	0	1^-	2	1
8	1	0	1^-	2	2
9	1	1	0^-	2	2
10	1	1	1^-	0	1
11	1	1	1^-	2	1
12	1	1	1^-	2	2
13	1	1	2^-	0	2
14	1	1	2^-	2	1
15	1	1	2^-	2	2
16	1	2	1^-	0	1
17	1	2	1^-	2	1
18	1	2	1^-	2	2
19	1	2	2^-	0	2
20	1	2	2^-	2	1
21	1	2	2^-	2	2
22	2	0	2^+	1	1
23	2	0	2^+	1	2
24	2	1	2^+	1	1
25	2	1	2^+	1	2
26	2	2	0^+	1	1
27	2	2	2^+	1	1
28	2	2	2^+	1	2
29	2	2	4^+	3	1
30	2	2	4^+	3	2

Tabelle 1 : Matrixelemente der Reaktion $^6Li(\vec{d},p)^7Li$

$^6Li(d,p)^7Li^x$					
n	l	s	J	l'	s'
1	0	0	0^+	1	1
2	0	1	1^+	1	0
3	0	1	1^+	1	1
4	0	2	2^+	1	1
5	0	2	2^+	3	1
6	1	0	1^-	0	1
7	1	0	1^-	2	1
8	1	1	0^-	0	0
9	1	1	1^-	0	1
10	1	1	1^-	2	1
11	1	1	2^-	2	0
12	1	1	2^-	2	1
13	1	2	1^-	0	1
14	1	2	1^-	2	1
15	1	2	2^-	2	0
16	1	2	2^-	2	1
17	1	2	3^-	2	1
18	2	0	2^+	1	1
19	2	1	1^+	1	0
20	2	1	1^+	1	1
21	2	1	2^+	1	1
22	2	2	0^+	1	1
23	2	2	1^+	1	0
24	2	2	1^+	1	1
25	2	2	2^+	1	1
26	2	2	4^+	3	1

Tabelle 2 : Matrixelemente der Reaktion $^6Li(\vec{d},p)^7Li^x$

3. Experimentelle Anordnung

Der polarisierte Deuteronenstrahl wird durch den in [13] beschriebenen 1 MV-Kaskadenbeschleuniger mit eingebauter Quelle für polarisierte Deuteronen geliefert.

Die Versuchsanordnung ist in der Arbeit von R.Neff et al. [14] beschrieben. Die Strahlpolarisation wurde mit Hilfe der $T(d,n)^4He$ Reaktion mit 8 Szintillationszählern gemessen, die Analysatorstärken der Reaktionen $^6Li(\vec{d},p)^7Li$ und $^6Li(\vec{d},p)^7Li^*$ mit Zähldioden x) in Quadrupelanordnung bestimmt. x) Ortec SOEJ-100 - 300

Der Deuteronenstrom auf das ^6Li-Target betrug 23 nA.

Das zur Herstellung der Targets verwendete Lithium enthält 96,6 % ^6Li. x). In den 3,4 % ^7Li traten keine störenden Konkurrenzreaktionen auf. Dieses Lithium wurde auf 0,5 mg/cm^2 dicke Nickelfolien aufgedampft.

Da eine oxidierte Lithiumtarget viermal so dick ist wie ein oxydfreies und zu einer großen Energieverschmierung der Messungen führt, waren Aufdampfstand und Streukammer so gebaut, daß sich das Target immer im Hochvakuum ($<10^{-5}$ Torr) befand, um eine Oxydation weitgehend zu vermeiden.

Während der Messungen wurde der Oxydationsgrad des Targets regelmäßig durch die Reaktion $^{16}O(\vec{d},a)^{14}N$ überprüft. Die Dicke der ^6Li-Schicht wurde aus dem Energieverlust von α - Teilchen aus einer dünnen Americiumquelle zu 0,23 mg/cm^2 bestimmt, was bei 1 MeV Deuteronenenergie einem Energieverlust von 80 keV entspricht.

Der Deuteronenstrom auf dem Tritium-Target betrug 14 nA, die mittlere Einschußenergie der Deuteronen für die $T(\vec{d},n)^4He$ Reaktion lag bei 130 keV.

x) Oak Ridge

Der Diskriminatorpegel der Neutronenzähleinrichtung wird so eingestellt, daß $D(\vec{d},n)$- Neutronen, die durch den Aufbau eines Deuterium-Targets durch den Strahl entstehen können, nicht gezählt werden. Die Impulse der Zähldioden werden nach der Verstärkung durch je 2 Fensterdiskriminatoren nach der Protonenenergie getrennt und in je 2 Zählern registriert.
Ein Impulsspektrograph mit 256 Kanälen ermöglicht die Kontrolle dieser Trennung.

4. Messmethode

Entsprechend [13] werden die drei verschiedenen mit SF, SWF und WF bezeichneten rotationssymmetrischen Polarisationszustände des Deuteronenstrahls verwendet. Der Winkel α zwischen der Flugrichtung der Deuteronen und der Symmetrieachse ihres Polarisationszustandes kann variiert werden. Der Einfluß der Deuteronenpolarisation auf die Winkelverteilung der $^{6}Li(\vec{d},p)$-Protonen wird für $\alpha = 90^{o}$, $\alpha = 0^{o}$ und $\alpha = 54{,}7^{o}$ gemessen, wobei bei festem Winkel α alle drei Polarisationszustände SF, SWF und WF benützt werden. Die Werte der einzelnen Polarisationskomponenten sind bei Petitjean et al.[15] aufgeführt.

Eine Einzelmessung dauert ungefähr 2 Minuten. 10 Einzelmessungen werden jeweils nach dem Meßschema von H.Grunder et al. [13] ausgeführt.
Um einen Vergleich der beiden Reaktionen $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$ und $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$ zu ermöglichen, ohne daß Änderungen der Strahl- oder Targeteigenschaften ihn erschweren, wurden die beiden Reaktionen für einen Winkel ϑ gleichzeitig untersucht.

Die Gesamtmeßdauer wurde so gewählt, daß bei einem Winkel und bei einem Polarisationszustand des Strahles in jeder Zähldiode mindestens 12000 Protonen der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$ registriert wurden; von der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$ wurden dann 30 000 bis 60 000 Protonen gezählt. Die Zahl der Blöcke, die notwendig waren, um diese Genauigkeit zu erreichen, wuchs von 8 ($\vartheta = 20^{o}$) auf 18 ($\vartheta = 160^{o}$). Die Komponenten der Analysatorstärke wurden für jeden Block berechnet und anschließend der Mittelwert und der Gaussche Fehler bestimmt.

Alle drei Stunden wurde die Anisotropie der Neutronen aus der $T(\vec{d},n)^{4}He$ - Reaktion gemessen und daraus die Strahlpolarisation bestimmt. Falls zwei aufeinanderfolgende Messungen eine signifikant verschiedene Deuteronenpolarisation ergaben, wurde eine zeitlich lineare Änderung angenommen und entsprechend interpoliert.

Die Einstellung der Fensterdiskriminatoren, welche die Trennung der beiden Protonengruppen und ihre Zuordnung zu den Zählern sicherstellen, wurde anfangs alle zwei Stunden, und, als sich die Stabilität der Geräte als gut erwies, noch alle 8 bis 10 Stunden kontrolliert.

5. Messresultate

5.1. Polarisation des Strahles

Die Auswertung der $T(\vec{d},n)^{4}He$ - Messungen ist von R.Neff et al. [14] beschrieben. Die Werte der Vektorpolarisation wurden aus der Größe der Tensorpolarisation errechnet. Die Tabelle 3 enthält die mittleren Polarisationswerte P_{zz}^{x} und P_{z}^{x} die sich bei den verschiedenen Hochfrequenzübergängen ergaben. In Klammern sind jeweils die Werte für eine Quelle mit vollständigen Über-

gängen und untergrundfreiem Strahl angegeben.

Übergänge	P_{zz}^{x}	P_{z}^{x}
SF 3-5	-0,62 (-1)	+0,21 (1/3)
SWF	+0,61 (+1)	-0,20 (-1/3)
WF	+0,01 (0)	-0,41 (-2/3)

Tabelle 3 : Die experimentellen Werte der Deuteronenpolarisation.

Die Depolarisation des Deuteronenstrahls auf der Flugstrecke zwischen Aluminiumfolie und dem T-Ti-Target wird mit einem experimentell bestimmten Korrekturfaktor $\eta = 1{,}12 \pm 0{,}01$ berücksichtigt, [16]

Da ein Teil der $T(\vec{d},n)^4He$-Reaktion über einen $1/2^+$ -Zustand läuft, ist die gemessene Polarisation zu klein. Die Abweichung wurde von Ohlsen et al. [17] bis 67 keV gemessen und beträgt 4-5 %. Die Werte sind zu unsicher für eine Korrektur unserer Messungen, die bei einer Energie von 130 keV durchgeführt wurden.

5.2. Analysatorstärke der $^6Li(\vec{d},p)^7Li$ und der $^6Li(\vec{d},p)^7Li^x$ Reaktion.

Die Analysatorstärke der beiden Reaktionen ist in Tabelle 4 in Abhängigkeit des Protonenemissionswinkels ϑ (im Schwerpunktssystem) angegeben. Sie wurde jeweils für 8 Winkel bei 600 keV und 960 keV mittlerer Deuteronenenergie gemessen. Die angegebenen Fehler wurden aus den Schwankungen der Einzelmessungen berechnet.

Winkel	$A_{zz}(\vartheta)$	$A_{xx}(\vartheta)-A_{yy}(\vartheta)$	$A_{xz}(\vartheta)$	$A_{y}(\vartheta)$
in °	600 keV	$^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$		
21,2	+0,278±0,011	+0,097±0,011	+0,257±0,007	-0,[illegible]±0,003
42,3	+0,127±0,004	+0,329±0,008	+0,370±0,005	-0,084±0,003
63,1	-0,101±0,004	+0,605±0,016	+0,324±0,009	-0,114±0,003
83,6	-0,252±0,004	+0,872±0,011	+0,132±0,006	-0,157±0,003
103,6	-0,236±0,008	+0,900±0,007	-0,113±0,013	-0,181±0,003
123,1	-0,063±0,004	+0,754±0,014	-0,321±0,007	-0,174±0,003
142,3	+0,158±0,004	+0,427±0,006	-0,346±0,011	-0,137±0,003
161,2	+0,330±0,005	+0,121±0,010	-0,229±0,012	-0,070±0,003
	960 keV	$^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$		
21,5	+0,169±0,012	+0,140±0,006	+0,238±0,011	-0,010±0,003
42,9	+0,015±0,004	+0,369±0,005	+0,260±0,009	-0,038±0,003
63,9	-0,108±0,010	+0,654±0,010	+0,245±0,005	-0,095±0,003
84,4	-0,227±0,011	+0,852±0,012	+0,118±0,008	-0,183±0,006
104,4	-0,167±0,005	+0,832±0,010	-0,122±0,010	-0,207±0,004
123,9	-0,028±0,006	+0,648±0,009	-0,254±0,005	-0,197±0,003
142,9	+0,155±0,005	+0,375±0,006	-0,281±0,009	-0,144±0,003
161,5	+0,271±0,004	+0,114±0,012	-0,179±0,012	-0,068±0,003
	600 keV	$^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$		
21,3	-0,211±0,013	-0,199±0,014	-0,198±0,006	+0,115±0,005
42,4	-0,025±0,006	-0,482±0,008	-0,187±0,007	+0,195±0,005
63,3	+0,013±0,011	-0,557±0,010	-0,022±0,015	+0,222±0,004
83,7	-0,073±0,010	-0,405±0,014	+0,008±0,010	+0,258±0,005
103,7	-0,113±0,010	-0,201±0,013	-0,043±0,007	+0,278±0,005
123,3	-0,034±0,009	-0,149±0,013	-0,093±0,011	+0,248±0,005
142,4	+0,073±0,012	-0,094±0,006	-0,078±0,008	+0,212±0,006
161,3	+0,106±0,007	-0,050±0,014	-0,028±0,006	+0,127±0,006
	960 keV	$^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$		
21,6	-0,134±0,014	-0,234±0,008	-0,200±0,006	+0,138±0,006
43,0	-0,002±0,005	-0,547±0,013	-0,157±0,006	+0,186±0,005
64,0	+0,071±0,013	-0,636±0,008	+0,014±0,007	+0,225±0,004
84,6	-0,143±0,011	-0,403±0,011	+0,089±0,012	+0,301±0,006
104,6	-0,204±0,007	-0,150±0,006	-0,011±0,011	+0,304±0,004
124,0	-0,126±0,006	-0,014±0,012	-0,099±0,009	+0,247±0,004
143,0	-0,031±0,007	-0,096±0,019	-0,097±0,010	+0,182±0,005
161,6	+0,004±0,004	-0,051±0,010	-0,029±0,012	+0,114±0,004

Tabelle 4 : Analysatorstärken der Reaktionen.

Die Produkte $W_0(\vartheta) \cdot A_{ik}(\vartheta)$ werden nach Legendre-Polynomen entwickelt. (s.Gleichung (4)) Um festzustellen, wieviele Polynome bei einer Entwicklung zu berücksichtigen sind, werden die χ^2- Werte der Anpassung als Funktion der Anzahl der Polynome untersucht, und jene Polynome berücksichtigt, die eine starke Abnahme des χ^2- Wertes bewirken.

Die entsprechenden Entwicklungskoeffizienten sind in Tabelle 5 aufgeführt.

	Grundzustand		Angeregter Zustand	
Energie	600 keV	960 keV	600 keV	960 keV
$b_0^{(0)}$	+1,000±0	+1,000±0	+1,000±0	+1,000±0
$b_0^{(1)}$	+0,055±0,009	+0,111±0,030	+0,212±0,024	+0,338±0,037
$b_0^{(2)}$	-0,022±0,012	+0,137±0,046	+0,154±0,037	+0,147±0,046
$a_{zz}^{(0)}$	-0,036±0,003	-0,038±0,006	-0,048±0,002	-0,012±0,005
$a_{zz}^{(1)}$	+0,027±0,004	-0,048±0,008	-0,064±0,002	+0,006±0,006
$a_{zz}^{(2)}$	+0,451±0,007	+0,325±0,014	+0,021±0,003	+0,066±0,012
$a_{zz}^{(3)}$	+0,002±0,008	+0,010±0,016	-0,148±0,004	-0,134±0,015
$a_{zz}^{(4)}$	-0,021±0,010	+0,016±0,017	-0,123±0,004	-0,114±0,011
$a_{xx-yy}^{(2)}$	+0,301±0,003	+0,274±0,008	-0,149±0,003	-0,147±0,003
$a_{xx-yy}^{(3)}$	-0,015±0,002	-0,001±0,022	-0,047±0,004	-0,060±0,002
$a_{xx-yy}^{(4)}$	+0,001±0,005	+0,009±0,002	-0,012±0,002	-0,017±0,002
$a_{xz}^{(1)}$	+0,043±0,004	+0,037±0,011	-0,073±0,005	-0,028±0,004
$a_{xz}^{(2)}$	+0,247±0,003	+0,202±0,010	-0,026±0,003	-0,015±0,003
$a_{xz}^{(3)}$	+0,006±0,003	-0,001±0,008	-0,050±0,002	-0,064±0,003
$a_{xz}^{(4)}$	+0,002±0,003	+0,006±0,007	-0,028±0,002	-0,028±0,002
$a_y^{(1)}$	-0,166±0,002	-0,165±0,007	+0,284±0,006	+0,281±0,003
$a_y^{(2)}$	+0,020±0,002	+0,039±0,002	+0,011±0,003	+0,025±0,002

Tabelle 5 : Entwicklungskoeffizienten der Legendrepolynome

Nach Gleichung (5) werden diese Entwicklungskoeffizienten dargestellt als Linearkombinationen sinnvoll ausgewählter Matrixelemente. Die Auswahl der Matrixelemente erfolgt an Hand eines möglichst einfachen Modells für den Reaktionsablauf, das die Messergebnisse wiedergibt.

5.3. Auswahl der Matrixelemente.

Die Komponenten A_{ik} der Tensoranalysatorstärke der Reaktion $^6Li(\vec{d},p)^7Li$ können mit einer Abweichung von höchstens 25 % unter den Annahmen erklärt werden, daß lediglich s - Wellen die Reaktion induzieren und daß diese über einen 2^+-Zustand abläuft.

Da eine beträchtliche Vektoranalysatorstärke A_y beobachtet wird, müssen auch Bahndrehimpulse $l \geq 0$ im Eingangskanal berücksichtigt werden.

Werden zu einem 2^+- Zustand führende d - Wellen ebenfalls zugelassen, so ergibt sich eine bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Tensoreffekten.

Die Übereinstimmung bei der Analysatorstärke A_y für Vektorpolarisation ist jedoch unbefriedigend, da nur der Entwicklungskoeffizient $a_y^{(2)}$ erklärt werden kann; der Entwicklungskoeffizient $a_y^{(1)}$, der nach den Messungen viermal so groß ist wie $a_y^{(2)}$, läßt sich erst durch eine Kombination von Matrixelementen darstellen, wenn man annimmt, daß p - Wellen an der Reaktion beteiligt sind.

Mit diesem Modell ist es möglich, für alle auftretenden Entwicklungskoeffizienten entsprechende Linearkombinationen von Matrixelementprodukten anzugeben.

Wir nehmen deshalb an, daß neben der Compoundreaktion eine Strippingreaktion zum Reaktionsquerschnitt beiträgt, an der Deuteronen mit einem Bahndrehimpuls l = 1 beteiligt sind.
Da die Penetrabilität im Eingangskanal mit wachsendem Bahndrehimpuls l der Deuteronen stark abnimmt, werden nur Matrixelementprodukte berücksichtigt, bei denen wenigstens ein Matrixelement den Bahndrehimpuls l = 0 hat. Deshalb treten nur Produkte auf aus zwei s - Wellentermen oder Mischterme zwischen s- und p-Wellen und s- und d-Wellen.
In Tabelle 6 sind die Entwicklungskoeffizienten der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$ als Linearkombination der Real- oder der Imaginärteile der Matrixelementprodukte dargestellt.

Bei der Darstellung der einzelnen Entwicklungskoeffizienten der Komponenten A_{ik} treten gewisse Linearkombinationen mehrfach auf; sie werden mit größen lateinischen Buchstaben abgekürzt. Die Zahl der auftretenden Matrixelementprodukte ist so groß, daß der zahlenmäßige Wert des einzelnen Produktes nicht berechnet werden kann.

Es ist jedoch möglich, zwischen einzelnen Entwicklungskoeffizienten lineare Beziehungen anzugeben und den Wert der ganzen Gruppe von Matrixelementprodukten zu bestimmen. Tabelle 7 enthält die Beziehungen zwischen den Entwicklungskoeffizienten.

Bei der Bestimmung des Wertes der Matrixelementgruppen sind zwei Fälle zu unterscheiden. Falls die Gruppe nur einmal auftritt, wird ihr Wert gleich dem experimentell bestimmten Entwicklungskoeffizienten gesetzt $(b_o^{(o)}, a_{zz}^{(o)}, b_o^{(1)}, a_y^{(1)}, b_o^{(2)}, a_y^{(2)})$.

$$b_0^{(0)} = +0{,}1389\ R_{4,4} + 0{,}1389\ R_{5,5} = 1$$

$$a_{zz}^{(0)} = +0{,}1757\ R_{4,22} - 0{,}2635\ R_{4,24} + 0{,}2324\ R_{4,27}$$
$$+ 0{,}1757\ R_{5,23} - 0{,}2635\ R_{5,25} + 0{,}2324\ R_{5,28}$$

$$b_0^{(1)} = -0{,}2152\ R_{4,16} + 0{,}0304\ R_{4,17} + 0{,}1522\ R_{4,20}$$
$$+ 0{,}0113\ R_{5,18} + 0{,}2778\ R_{5,19} + 0{,}2324\ R_{5,21}$$

$$a_{zz}^{(1)} = 0{,}1924\ C$$

$$a_{xz}^{(1)} = 0{,}1934\ C$$

$$a_y^{(1)} = +0{,}0694\ I_{4,10} - 0{,}0098\ I_{4,11} - 0{,}0659\ I_{4,14}$$
$$- 0{,}1614\ I_{4,16} + 0{,}0228\ I_{4,17} + 0{,}0386\ I_{4,20}$$
$$- 0{,}0295\ I_{5,12} - 0{,}1203\ I_{5,13} - 0{,}1006\ I_{5,15}$$
$$+ 0{,}0685\ I_{5,18} + 0{,}0614\ I_{5,19} + 0{,}0581\ I_{5,21}$$

$$b_0^{(2)} = -0{,}0786\ R_{4,26} - 0{,}2324\ R_{4,27} + 0{,}2324\ R_{5,28}$$

$$a_{zz}^{(2)} = -0{,}0972\ A + 0{,}1757\ B$$

$$a_{xz}^{(2)} = -0{,}0648\ A + 0{,}0585\ B$$

$$a_{xx-yy}^{(2)} = -0{,}0486\ A - 0{,}0878\ B$$

$$a_y^{(2)} = +0{,}0512\ I_{4,24} - 0{,}0393\ I_{4,26} - 0{,}0581\ I_{4,27}$$
$$- 0{,}0512\ I_{5,25} + 0{,}0581\ I_{5,28}$$

Tabelle 6 : Die Entwicklungskoeffizienten als Linearkombination der Matrixelementprodukte (Grundzustand).

$$a_{zz}^{(1)} = a_{xz}^{(1)}$$
$$a_{zz}^{(2)} - 2a_{xz}^{(2)} + 2/3\ a_{xx-yy}^{(2)} = 0$$

Tabelle 7 : Lineare Beziehungen zwischen den Entwicklungskoeffizienten der Reaktion $^6Li(\vec{d},p)^7Li$.

Falls eine Gruppe bei der Darstellung mehrerer Koeffizienten auftritt, wird jeder Koeffizient zu einer Berechnung des Wertes der Gruppe verwendet, und die einzelnen Werte werden anschließend mit ihren Fehlern gewichtet und gemittelt. Aus diesen Mittelwerten werden neue Entwicklungskoeffizienten bestimmt, die den Verlauf der einzelnen Komponenten A_{ik} festlegen. In Tabelle 8 sind die mehrfach auftretenden Matrixelementgruppen aufgeführt, in Tabelle 9 ihre Werte angegeben.

$$A = R_{4,4} - R_{5,5}$$

$$B = R_{4,22} - 0{,}750\, R_{4,24} - 0{,}284\, R_{4,27} - R_{5,23} + 0{,}750\, R_{5,25} + 0{,}284\, R_{5,28}$$

$$C = R_{4,6} - 0{,}141\, R_{4,7} - 1{,}295\, R_{4,10} + 0{,}184\, R_{4,11} - 0{,}410\, R_{4,14} + 0{,}780\, R_{4,16} - 0{,}111\, R_{4,17} + 0{,}552\, R_{4,20} - 0{,}428\, R_{5,8} + 0{,}550\, R_{5,12} - 0{,}747\, R_{5,13} - 0{,}625\, R_{5,25} - 0{,}332\, R_{5,18} + 1{,}010\, R_{5,19} + 0{,}843\, R_{5,21}$$

Tabelle 8 : Die mehrfach auftretenden Matrixelementgruppen der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$.

Energie	600 keV	960 keV
A	$-5{,}45 \pm 0{,}05$	$-4{,}69 \pm 0{,}14$
B	$-0{,}41 \pm 0{,}03$	$-0{,}54 \pm 0{,}09$
C	$+0{,}21 \pm 0{,}04$	$0 \pm 0{,}14$

Tabelle 9 : Die numerischen Werte der Matrixelementkombinationen der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$.

Die Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$ wird nach dem gleichen Verfahren untersucht. In Tabelle 10 sind die Beziehungen zwischen den Entwicklungskoeffizienten und den Matrixelementen dargestellt. Tabelle 11 enthält die linearen Beziehungen zwischen einzelnen Koeffizienten. In Tabelle 12 sind die Matrixelementgruppen und in Tabelle 13 schließlich die numerischen Werte dieser Gruppen angegeben.

$$b_0^{(0)} = +0{,}1389\, R_{4,4} + 0{,}1389\, R_{5,5} = 1$$

$$a_{zz}^{(0)} = +0{,}1757\, R_{4,18} - 0{,}2635\, R_{4,21} + 0{,}2324\, R_{4,25}$$

$$b_0^{(1)} = -0{,}2152\, R_{4,13} + 0{,}0304\, R_{4,14} + 0{,}1522\, R_{4,16} + 0{,}4266\, R_{4,17} - 0{,}2235\, R_{5,14} + 0{,}1242\, R_{5,16} - 0{,}0249\, R_{5,17}$$

$$a_{zz}^{(1)} = 0{,}1924\, C$$

$$a_{xz}^{(1)} = 0{,}1924\, C$$

$$a_{y}^{(1)} = +0{,}0694\, I_{4,9} - 0{,}0098\, I_{4,10} - 0{,}0659\, I_{4,12} - 0{,}1614\, I_{4,13} + 0{,}0228\, I_{4,14} + 0{,}0380\, I_{4,16} - 0{,}2130\, I_{4,17} + 0{,}0722\, I_{5,10} - 0{,}0538\, I_{5,12} - 0{,}1677\, I_{5,14} + 0{,}0311\, I_{5,16} + 0{,}0124\, I_{5,17}$$

$$b_0^{(2)} = -0{,}2324\, R_{4,25} + 0{,}0813\, R_{5,25}$$

$$a_{zz}^{(2)} = -0{,}0972\, A + 0{,}0813\, B$$

$$a_{xz}^{(2)} = -0{,}0648\, A + 0{,}0585\, B$$

$$a_{xx-yy}^{(2)} = -0{,}0486\, A - 0{,}0878\, B$$

$$a_{y}^{(2)} = +0{,}0512\, I_{4,21} - 0{,}0581\, I_{4,25} - 0{,}0179\, I_{5,21} + 0{,}0203\, I_{5,25}$$

$$a_{zz}^{(3)} = -0{,}2449\, D$$

$$a_{xz}^{(3)} = -0{,}1089\, D$$

$$a_{xx-yy}^{(3)} = -0{,}0408\, D$$

$$a_{zz}^{(4)} = -0{,}2475\, E$$

$$a_{xz}^{(4)} = -0{,}0825\, E$$

$$a_{xx-yy}^{(4)} = -0{,}0206\, E$$

Tabelle 10 : Die Entwicklungskoeffizienten als Linearkombination der Matrixelementprodukte der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$.

$$a_{zz}^{(1)} = a_{xz}^{(1)}$$

$$a_{zz}^{(2)} - 2a_{xz}^{(2)} + 2/3\, a_{xx-yy}^{(2)} = 0$$

$$a_{zz}^{(3)} = 2{,}25 a_{xz}^{(3)} = 6\, a_{xx-yy}^{(3)}$$

$$a_{zz}^{(4)} = 3a_{xz}^{(4)} = 12\, a_{xx-yy}^{(4)}$$

Tabelle 11 : Lineare Beziehungen zwischen den Entwicklungskoeffizienten der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$.

$$A = R_{4,4} + 1{,}141\, R_{5,5} - 0{,}699\, R_{4,5}$$

$$\begin{aligned} B = {} & R_{4,18} - 0{,}750\, R_{4,21} - 0{,}283\, R_{4,25} \\ & - 0{,}346\, R_{5,18} + 0{,}262\, R_{5,21} + 0{,}091\, R_{5,25} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C = {} & R_{4,6} - 0{,}141\, R_{4,7} - 1{,}300\, R_{4,9} + 0{,}184\, R_{4,10} \\ & - 0{,}412\, R_{4,12} + 0{,}780\, R_{4,13} - 0{,}111\, R_{4,14} + 0{,}554\, R_{4,16} \\ & - 0{,}443\, R_{4,17} + 1{,}040\, R_{5,7} - 1{,}352\, R_{5,10} - 0{,}336\, R_{5,12} \\ & + 0{,}814\, R_{5,14} + 0{,}452\, R_{5,16} + 0{,}026\, R_{5,17} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D = {} & R_{4,7} + 0{,}867\, R_{4,10} + 1{,}210\, R_{4,12} + 0{,}224\, R_{4,14} \\ & + 0{,}746\, R_{4,16} + 0{,}895\, R_{4,17} + 0{,}964\, R_{5,6} - 0{,}545\, R_{5,7} \\ & + 0{,}834\, R_{5,9} - 0{,}472\, R_{5,10} + 1{,}054\, R_{5,12} + 0{,}214\, R_{5,13} \\ & - 0{,}121\, R_{5,14} + 0{,}606\, R_{5,16} - 0{,}487\, R_{5,17} \end{aligned}$$

$$E = + 1{,}490\, R_{5,18} + 1{,}490\, R_{5,21} + 0{,}565\, R_{5,25}$$

Tabelle 12 : Die mehrfach auftretenden Matrixelementgruppen der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$.

Energie	600 keV	960 keV
A	+1,38 ± 0,04	+1,13 ± 0,07
B	+0,73 ± 0,04	+0,91 ± 0,06
C	-0,36 ± 0,03	-0,06 ± 0,03
D	+0,86 ± 0,03	+0,67 ± 0,03
E	+0,48 ± 0,03	+0,62 ± 0,06

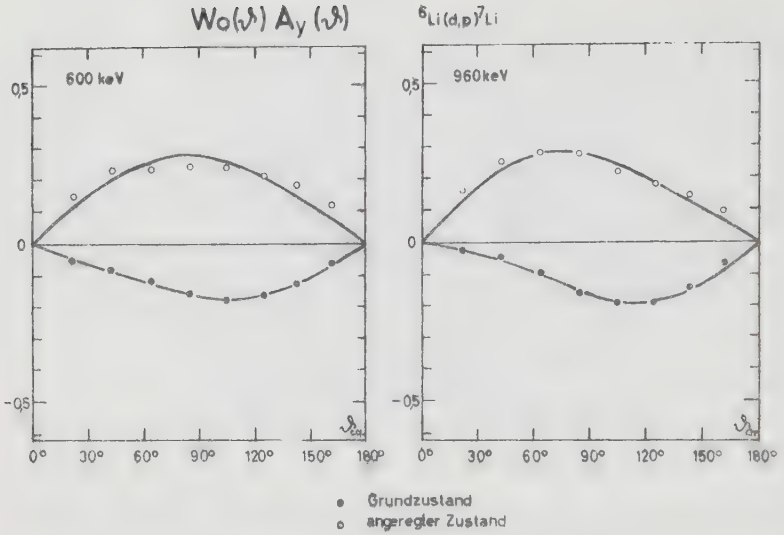
Tabelle 13 : Die numerischen Werte der Matrixelementkombinationen der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$.

Das Produkt aus dem normierten Wirkungsquerschnitt $W_o(\vartheta)$ und der nach unserem Modell berechneten Analysatorstärken $A_y(\vartheta)$ für die Vektorpolarisation bzw. $A_{ik}(\vartheta)$ für die Tensorpolarisation ist in den Figuren 2 bis 5 dargestellt.

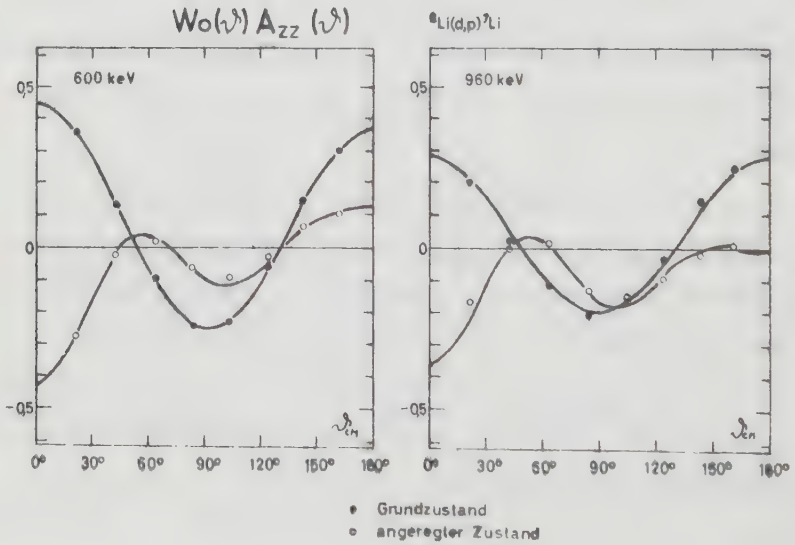
Die Meßergebnisse für die Reaktion in den Grundzustand sind als Punkte, diejenigen für die Reaktion in den angeregtem Zustand als Kreise eingetragen. Die Größe der Symbole entspricht mindestens ihrem Fehler.

Nimmt man zwei weitere Zustände mit $J^{\pi} = 0^{+}$ und $J^{\pi} = 4^{+}$ hinzu, [10,11,12,14] um die Reaktion genauer zu Beschreiben, so ergibt sich keine bessere Übereinstimmung des Modells mit den Meßdaten. Der 4^{+} -Zustand ermöglicht außerdem Kombinationen, die einem fünften und sechsten Koeffizienten der Entwicklung nach Legendre-Polynomen entsprechen. Bei jeweils 8 Meßpunkten sind diese Koeffizienten nicht bestimmbar.

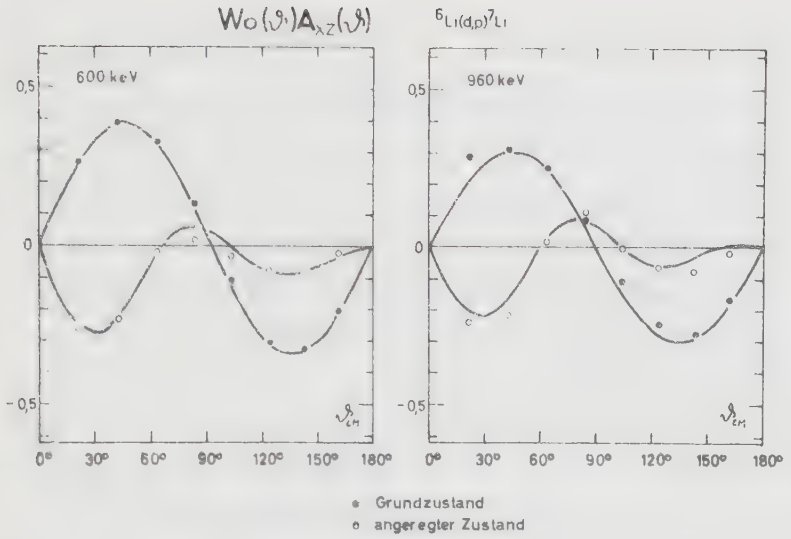
Die Messungen erlauben keine Aussage über die Existenz dieser Zustände



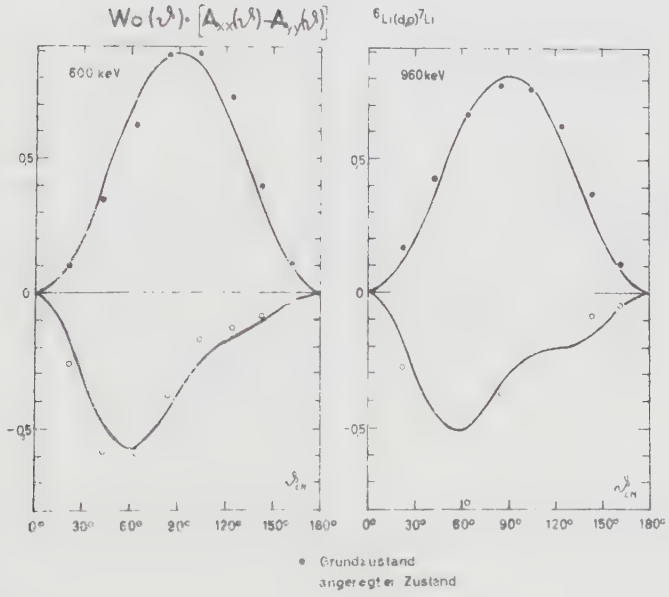
Figur 2 : Die Vektorkomponente A_y der Reaktionen. (mal $W_o(\vartheta)$)



Figur 3 : Die Tensorkomponente A_{zz} der Reaktionen. (mal $W_o(\vartheta)$)



Figur 4 : Die Tensorkomponente A_{xz} der Reaktionen. (mal $W_0(\vartheta)$)



Figur 5 : Die Tensorkomponenten $A_{xx} - A_{yy}$ der Reaktionen. (mal $W_0(\vartheta)$)

6. Diskussion

6.1. Vergleich der Entwicklungskoeffizienten

Bei der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$ ist auffällig, daß in jeder Entwicklung ein großer, für den Kurvenverlauf entscheidender Koeffizient auftritt, der bei der Tensoranalysatorstärke durch einen Reaktionsablauf von s-Wellen über den Zustand 2^{+} erklärt werden kann, während die übrigen Koeffizienten mindestens 5mal kleiner sind.

Der Hauptkoeffizient der Vektoranalysatorstärke zeigt unterhalb 1 MeV keine wesentliche Energieabhängigkeit, die entsprechenden Koeffizienten der Tensoranalysatorstärke sind bei der höheren Energie 1o % bis 2o % kleiner. Die höheren Koeffizienten der Entwicklung des Wirkungsquerschnittes $W_o(\vartheta)$ verdoppeln mindestens ihren Wert mit zunehmender Energie. Die Koeffizienten, der Legendre-Polynome 3. und 4. Ordnung sind im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich Null.

Bei der Reaktion $^{6}Li(d,p)^{7}Li^{x}$ zeigen die großen Koeffizienten $(a_{zz}^{(3)}, a_{zz}^{(4)}, a_{xx-yy}^{(2)}, a_{y}^{(1)})$ der verschiedenen Analysatorstärken innerhalb der Fehlerschranken keine Energieabhängigkeit. Die Entwicklung von $W_o(\vartheta)\cdot A_{xz}(\vartheta)$ weist keinen den Kurvenverlauf prägenden Koeffizienten auf. In der Entwicklung von $W_o(\vartheta)\cdot A_{zz}(\vartheta)$ haben die Koeffizienten der Legendre-Polynome 3. und 4. Ordnung den größten Wert.

6.2. Diskussion des Modells

Die Messergebnisse der $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$ Reaktion werden durch das Modell gut erklärt. Sie läßt sich betrachten als eine Compoundreaktion über das Niveau 2^+ des Zwischenkerns ^{8}Be, wobei zusätzlich ein kleiner Beitrag einer direkten Wechselwirkung auftritt, wie die Matrixelementgruppe C und vor allem die Vektoranalysatorstärke zeigen. An der Compoundreaktion sind Deuteronen mit dem Bahndrehimpuls l = 0 und l = 2 beteiligt, wobei der Hauptbeitrag von den Deuteronen mit l = 0 stammt, wie der große Wert der Matrixelementgruppe A zeigt. Bei 960 keV ist der Einfluß der Mischterme zwischen l = 0 und l = 2 größer als bei 600 keV.

In der Umgebung einer Resonanz, beschrieben durch ein einzelnes Reaktionsmatrixelement gelten allgemeine Relationen zwischen den Entwicklungskoeffizienten der Tensorkomponenten der Analysatorstärke. Für einen resonanten Zustand mit $J \geq 1/2$, erzeugt durch Deuteronen mit Bahndrehimpuls l= 0 im Eingangskanal, gilt unabhängig vom Spinraum der Reaktion [18]:

$$a_{zz}(2) = \sqrt{2}\, a_{xz}(2) = \sqrt{2}\, a_{xx-yy}(2). \qquad (6)$$

Für die $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$-Reaktion berechnet sich diese, auf $a_0(0) = 1$ normierte Grösse in Abhängigkeit vom Kanalspin s' im Ausgangskanal zu *):

$$s' = 1 : a_{zz}(2) = -7/10$$

$$s' = 2 : a_{zz}(2) = +7/10 \qquad (7)$$

*) Der Zusammenhang zwischen den in Ref. [18] verwendeten Parametern $d_{20}(L)$ und $a_{zz}(L)$ ist

$$a_{zz}(L) = \sqrt{2}\, d_{20}(L)$$

Solange die konkurrenzierenden Reaktionsamplituden klein gegenüber dem Resonanzterm sind, d.h. solange ihre Interferenzen unter sich vernachlässigt werden können, gelten für Interferenzen mit p-Wellen Elementen: [19]

$$a_{zz}(1) = 4/3\, a_{xz}(1) \qquad (8)$$

und

$$a_{zz}(3) = 3a_{xz}(3) = 6a_{xx-yy}(3). \qquad (9)$$

für Interferenzen mit d-Wellen Elemnten:

$$a_{zz}(2) = 4a_{xz}(2) = -2a_{xx-yy}(2) \qquad (10)$$

und

$$a_{zz}(4) = 4a_{xz}(4) = 12a_{xx-yy}(4) \qquad (11)$$

Der Vergleich mit den experimentellen Werten in Tabelle 5 zeigt, daß starke Abweichungen von Gl. (6) auftreten. Trotz der beträchtlichen Differenz dürfte die 2^+ -Resonanz gemäss Gl. (7) vorwiegend über das Element R_5 mit s' = 2 verlaufen. Der Ursprung der Abweichungen ist vor allem darin zu suchen, daß neben den Beiträgen von p-Wellen in diesem Energiegebiet wahrscheinlich noch ein 4^+- und möglicherweise auch ein 0^+-Zustand auftreten (11,12,14) Die Amplituden dieser Kanäle können nicht mehr als klein angenommen werden. Das geht daraus hervor, daß die experimentellen Daten die Gleichungen (8), (9) und (11) nicht erfüllen. Die Gleichungen (6) und (10) beziehen sich auf verschiedene Beiträge zu den Koeffizienten mit L=2. Wegen dem kleinen negativen Zahlfaktor von $a_{xx-yy}(2)$ in Relation (10), führt ein merkbarer Beitrag eines d-Wellen-Elementes zuerst zu einer Abweichung von $a_{xx-yy}(2)$ von der in Gl. (6) geforderten Beziehung [18,19].

Meist handelt es sich dabei um dasjenige Element, das bis auf den Drehimpuls im Eingangskanal ($l=l_{res}\pm2$) identisch mit dem resonanten Element ist. Im Falle der $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li$-Reaktion führt auch ein Ansatz mit diesen zwei als groß angenommenen Beiträgen nicht zu einer Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Die verfügbaren Daten genügen jedoch nicht, um eine Analyse mit einem stark erweiterten Satz von Matrixelementen durchzuführen.

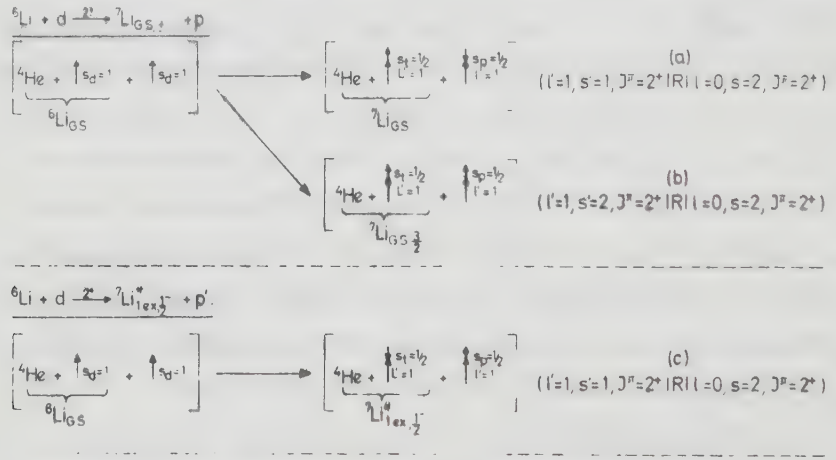
Bei der Reaktion $^{6}Li(\vec{d},p)^{7}Li^{x}$ ist die Übereinstimmung zwischen gerechnetem Kurvenverlauf und den gemessenen Punkten nicht so gut. Es gibt keine Matrixelementgruppe, deren Wert den Verlauf der Kurven im wesentlichen festlegt, sondern alle Gruppen sind von vergleichbarem Einfluß. Compoundreaktion und direkte Wechselwirkung treten nebeneinander auf, ohne daß ein Reaktionsmechanismus überwiegt. Die schlechte Übereinstimmung bei 960 keV zeigt an, daß gewisse bei der Analyse gemachte Voraussetzungen nicht mehr gelten. Bei dieser Energie dürfen quadratische Terme zwischen Matrixelementen mit Bahndrehimpuls $l = 1$ der einfallenden Deuteronen nicht mehr vernachlässigt werden. Berücksichtigt man diese Terme, so bestehen keine linearen Beziehungen mehr zwischen den Entwicklungskoeffizienten und die Zahl der freien Parameter ist gleich der Zahl der zu bestimmenden Entwicklungskoeffizienten. Das Hervortreten der quadratischen Terme mit $l = 1$ zeigt, daß bei 960 keV der Strippingcharakter der Reaktion stärker ist als bei 600 keV.

Bei höheren Energien zeigt er sich auch durch ein deutliches Maximum des Wirkungsquerschnittes in Vorwärtsrichtung [1].

Die Vektoranalysatorstärke wird bei beiden Reaktionen durch zwei Entwicklungskoeffizienten beschrieben. Der Hauptkoeffizient $a_1^{(1)}$ wird erklärt durch Mischterme von Matrixelementen mit $l=0$ und $l=1$,

die darauf hinweisen, daß eine direkte Wechselwirkung in beiden Fällen am Reaktionsablauf beteiligt ist.
Die beiden wesentlichen Folgerungen aus dem Experiment lassen sich, nach einer Anregung von H.H.Hackenbreich [20] qualitativ wie folgt deuten:

Man betrachtet ^{6}Li und ^{7}Li als Clusterkonfiguration, bestehend aus einem Alphateilchen und einem Deuteron bzw. Triton mit einem relativen Bahndrehimpuls L= 0, bzw. 1. Läuft die Reaktion mit Deuteronen vom Bahndrehimpuls l= 0 und über den Zwischenkern Zustand $J^\pi = 2^+$ ab, so sind in der ^{6}Li$(\vec{d},p)^7$Li-Reaktion Beiträge von zwei Matrixelementen mit s' = 1 und s' = 2 möglich, in der ^{6}Li$(\vec{d},p)^7$Li*-Reaktion hingegen nur ein Element mit s' = 1.



Spin-Anteile

(a) $\langle(p\uparrow,n\uparrow),(p\uparrow,n\uparrow)\,|Q|\,(p\uparrow,n\uparrow,n\downarrow),(p\downarrow)\rangle$

(b) $\langle(p\uparrow,n\uparrow),(p\uparrow,n\uparrow)\,|Q|\,(p\uparrow,n\uparrow,n\downarrow),(p\uparrow)\rangle$

(c) $\langle(p\uparrow,n\uparrow)\,(p\uparrow,n\uparrow)\,|Q|\,(p\downarrow,n\uparrow,n\downarrow),(p\uparrow)\rangle$

Figur 6 : Spinkonfigurationen ($J^\pi = 2^+$, Clustermodell)

In Fig. (6) sind die Spinkonfigurationen im Ausgangskanal für die in Frage kommenden Matrixelemente dargestellt. Der interne Bahndrehimpuls in ^{7}Li ist dabei mit L , derjenige des Protons relativ zu ^{7}Li mit l' bezeichnet. In beiden Elementen mit Kanalspin s' = 1 Elemente (a) und (c) liegen die Bahndrehimpulse L' und l' parallel. Betrachtet man nur die Spinanteile, so stellt man fest, daß sie durch Vertauschen aller Teilchen auf der linken und rechten Seite ineinander übergehen. In erster Näherung sollten daher diese Matrixelemente gleich groß sein, da sie dieselben Überlappungsintegrale enthalten. Die beiden experimentellen Aussagen:

- in der ^{6}Li$(\vec{d},p)^7$Li-Reaktion ist unterhalb von 1 MeV der 2^+-Zustand dominant und bevorzugt den Ausgangskanal mit s' = 2,
- in der ^{6}Li $(\vec{d},p')^7$Li*-Reaktion ist der 2^+-Zustand nur schwach oder nicht bemerkbar, lassen sich nun damit erklären, daß die Resonanz nur im Element (b) mit s' = 2 auftritt, wo auch das Produkt l'• s' groß ist.

Element (a) und somit auch (c) dagegen sind nicht resonant und relativ klein.

Für die tatkräftige Unterstützung danke ich Herrn Prof.Dr.P.Huber, Herrn P.D.Dr.H.Rudin, Herrn P.D.Dr.F.Seiler, Herrn Dr.G.Morgan und meinem Mitdoktoranden Herrn R.Neff.

Dem Elektronik-Labor unter F.Abt und der Mechanischen Werkstatt unter H.Weyeneth wird für ihre Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit gedankt.

Der Schweizerischen Nationalfond gilt der Dank für die finanzielle Unterstützung der Arbeit.

Literaturverzeichnis :

[1] M.Birk,G.Goldring,P.Hillman und R.Moreh
Nucl.Phys.41,58,(1963)

[2] V.Meyer,W.Pfeifer und H.H.Staub
Helv.phys.Acta 36,465,(1963)

[3] L.C.Biedenharn in Nuclear Spectroscopy
Part B,Academic Press N.Y.(1960)

[4] N.Longequeue,M.M.J.F.Cavaignac,E.Ligeon,J.P.Longequeue
J.Physique 27,517,(1966)

[5] G.Bruno,J.Decharge,A.Perrin,G.Surget,C.Thibault
J.Physique 27,517,(1966)

[6] F.Bertrand,G.Grenier,J.Pornet
Rapport CEA-R-3428 (1968)

[7] L.J.B.Goldfarb,R.C.Johnson
Nucl.Phys.18,353,(1960)

[8] T.A.Welton in Fast Neutron Physics,Part 2,p.1317
Interscience N.Y.(1963)

[9] Jahnke,F.Emde,Funktionentafeln
Dover Publications N.Y.

[10] I.G.Han,N.P.Heydenburg,Bull.Am.Phys.Soc.6,415,(1961)

[11] Kumar,Barker,Nucl.Phys.A 167,434,(1971)

[12] R.M.Freeman,G.S.Mani,Proc.Phys.Soc.85,267,(1965)

[13] H.Grunder,R.Gleyvod,G.Lietz,G.Morgan,H.Rudin,
F.Seiler,A.Stricker,Helv.phys.Acta,44,662,(1971)

[14] R.Neff,P.Huber,H.P.Nägele,H.Rudin,F.Seiler
Helv.phys.Acta,44,679,(1971)

[15] Cl.Petitjean,P.Huber,H.Paetz gen.Schieck,H.R.Striebel
Helv.phys.Acta,40,401,(1967)

[16] W.W.Lindstrom,R.Garrett,U.von Möllendorff
Nucl.Instr.and Meth.93,385,(1971)

[17] G.G.Ohlsen,J.L.McKibben,G.P.Lawrence,Proc.of the 3rd
Int.Symp.on Pol.Phen.in Nucl.Reactions,Madison (1970)
p.503.The Univ.of Wisconsin Press,Madison 1971.

[18] F.Seiler,Nucl.Phys.A187,379,(1972)

[19] F.Seiler,Helv.phys.Acta,45,932,(1972)

[20] H.H.Hackenbroich,Private Mitteilung

Lebenslauf.

Am 31. Januar 1942 wurde ich Hanspeter Konrad Nägele als Sohn des Oberlehrers Hans Nägele von Wehr und seiner Frau Rosa geb. Tröndle von Wehr in Lörrach geboren. Ich wuchs in Lörrach auf und besuchte vier Jahre lang die Primarschule, anschliessend wechselte ich auf das humanistische Hebelgymnasium und machte dort nach neun Jahren im Jahre 1961 das Abitur. Danach zog ich nach Freiburg und studierte dort Physik, Mathematik, und Chemie. Im fünften Semester legte ich die Vordiplomprüfung in Physik ab mit Chemie als Nebenfach. Seit dem sechsten Semester studiere ich in Basel, wo ich 1966 das Diplom in Experimentalphysik erwarb. Seither arbeite ich unter Herrn Professor Dr. Paul Huber und Herrn Privatdozent Dr. Herman Rudin an einer Untersuchung der Kernreaktion $^{6}Li(d,p)^{7}Li$ als Dissertation.

Meine wissenschaftliche Ausbildung verdanke ich folgenden Professoren und Privatdozenten:

K.Alder, E.Baldinger, E.Baumgartner, F.Becker, G.Bol, G.Brauer, M.Chretien, W.Caja, P.Diehl, M.Eichler, S.Flügge, Gericke, H.Görtler, H.Huber, P.Huber, A.Lüttringhaus, H.Marschall, E.Miescher, O.Osberghaus, H.Rudin, P.Scherrer, Th.Schmidt, F.Seiler, H.R. Striebel, R.Wagner, I.Zschokke.